

Prática 3 - Campo Magnetostático

Nesta prática, vamos estudar campos magnéticos gerados por correntes contínuas. Inicialmente introduziremos a lei de Biot e Savart e a lei de Ampère. Em seguida, calcularemos o campo magnético para um fio retilíneo, para uma espira circular e para um solenoide. Os campos magnéticos serão medidos por uma sonda de efeito Hall, cujo princípio de funcionamento também será apresentado.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento ou componente, o aluno deverá consultar o professor para esclarecimentos.

I - Campo Magnético – Leis de Ampère e Biot-Savart

Em julho de 1820, Oersted, um físico dinamarquês, percebeu que o ponteiro de sua bússola era defletido quando ela estava próxima de um fio conduzindo corrente elétrica. Essa foi a primeira evidência de uma ligação entre a eletricidade e o magnetismo, que até então eram tidos como fenômenos distintos. Oersted publicou seus resultados, sem lançar uma explicação para o fenômeno. Uma das observações de Oersted é que o efeito do fio sobre a agulha podia ser representado por um campo com linhas de força circulares (ele deduziu isso porque a deflexão da agulha ocorria em sentidos opostos quando o fio estava num plano acima ou abaixo dela).

Apenas algumas semanas depois, em setembro de 1820, André-Marie Ampère, físico francês, apresentou um trabalho sobre o experimento de Oersted, usando os conceitos de “tensão elétrica” e “corrente elétrica”, e apontando que a corrente elétrica gera campo magnético, que deflete uma agulha imantada.

Ampère chegou a uma relação entre corrente elétrica e campo magnético, que é conhecida como *lei de Ampère*. Essa lei relaciona o campo magnético com a densidade de corrente, e em sua formulação integral pode ser expresso pela seguinte relação:

$$\oint_C \vec{B} \times d\vec{r} = m_0 \oint_S \vec{J} \times d\vec{S} = m_0 I \quad [1]$$

A integral de linha do campo magnético sobre uma curva fechada C é proporcional à corrente que atravessa uma superfície S (aberta) que tenha essa curva como fronteira. O sentido da integral de linha é dado pela regra da mão direita: curvando os dedos da mão direita no sentido da curva, o polegar aponta na direção que a corrente deve ser considerada positiva (sentido de $d\vec{S}$).

Uma observação importante a se fazer é quanto à nomenclatura: estamos aqui chamando \vec{B} de campo magnético, mas alguns autores usam a nomenclatura mais antiga, “indução magnética” para \vec{B} e “campo magnético” para designar \vec{H} , que nas situações de magnetostática no vácuo vale $\vec{H} = \vec{B} / \mu_0$.

A lei de Ampère não é suficiente para determinar o campo magnético. A ideia das linhas de força circulares de Oersted deu origem ao princípio da *inexistência de monopolos magnéticos*, que diz que as linhas de campo magnético não se originam nem terminam em nenhum ponto do espaço; são fechadas (como as linhas circulares de Oersted) ou continuam até o infinito. A expressão matemática que ilustra esse princípio é (lei de Gauss para o campo magnético):

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad [2]$$

Ainda em outubro de 1820, Biot e Savart fizeram experimentos sobre a ação de corrente elétrica sobre agulhas imantadas. As observações de Biot e Savart levaram a uma equação que permite calcular o campo magnético gerado por um fio que conduz corrente:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{C_1} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad [3]$$

Nessa equação, $d\vec{l}$ representa um elemento diferencial de comprimento do circuito, \vec{r} é um vetor apontando do circuito (ponto que varia durante a integração) até o ponto onde o campo está sendo calculado, e r é o módulo desse vetor. A integral deve ser feita em todo o circuito (fechado).

Entretanto, as leis de Ampère e de Biot-Savart não são válidas no caso geral, mas apenas quando se lida com correntes estacionárias. Uma corrente é estacionária quando cumpre duas condições: é constante no tempo, e não provoca mudança na distribuição de cargas elétricas (em outras palavras, não provoca acúmulo nem perda líquida de cargas em nenhum ponto).

1.1 - Aplicações da lei de Biot-Savart

Vamos calcular o campo magnético produzido em algumas situações de bastante interesse: o de um fio retilíneo infinito, de uma espira circular, de duas bobinas nas configurações denominadas Helmholtz e anti-Helmholtz e de um solenoide.

1.1a - Fio retilíneo infinito

Vamos calcular o campo magnético gerado por um fio retilíneo uniforme que coincide com o eixo z , a uma distância ρ do fio, utilizando a equação 3. A figura 1 mostra essa situação, e a direção do campo magnético.

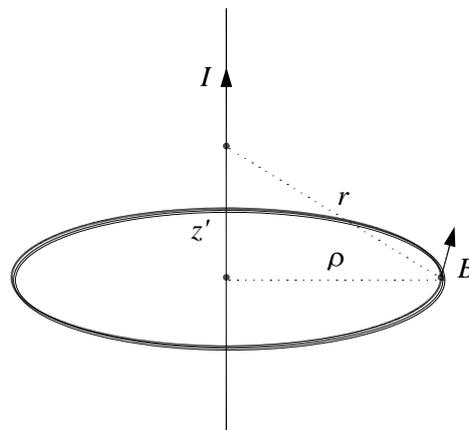


Figura 1 – Geometria para calcular o campo magnético de um fio infinito

Em coordenadas cilíndricas, o caminho de integração é dado pela variável z' , que varia de $-\infty$ a $+\infty$. O ponto onde ocorre a integração é dado por:

$$\vec{l} = z' \hat{z} \quad [4]$$

A diferencial do caminho de integração é:

$$d\vec{l} = dz' \hat{z} \quad [5]$$

Podemos considerar que o ponto onde queremos calcular o campo tenha coordenada $z = 0$, porque a origem pode ser posicionada em qualquer ponto do fio (já que ele é sempre infinito). Logo:

$$\vec{r}_0 = \rho \cdot \hat{\rho} \quad [6]$$

O vetor \vec{r} aponta do ponto onde está sendo feita a integração ao ponto fixo onde o campo está sendo calculado.

$$\vec{r} = \vec{r}_0 - \vec{l} = \rho \cdot \hat{\rho} - z' \hat{z} \quad [7]$$

O módulo desse vetor é:

$$r = |\vec{r}| = \sqrt{\rho^2 + z'^2} \quad [8]$$

Logo, o numerador do integrando vale:

$$d\vec{l} \times \hat{r} = \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + z'^2}} dz' \hat{\phi} \quad [9]$$

Integrando a lei de Biot-Savart sobre z' de $-\infty$ a $+\infty$, o resultado é:

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\phi} \quad [10]$$

No seu trabalho de 1820, Biot e Savart observaram que a agulha se alinha na direção perpendicular tanto ao eixo do fio que conduz a corrente como à direção do fio ao centro da agulha, e o torque sobre ela é proporcional ao inverso da distância fio-agulha. Vemos que realmente a expressão matemática da lei de Biot-Savart leva a esse resultado, considerando que o torque sobre uma agulha imantada é proporcional ao campo magnético naquele ponto.

O fio retilíneo é um caso interessante para se aplicar diretamente a lei de Ampère em sua forma integral. Como curva para efetuar a integração, escolhemos uma circunferência com centro no fio, raio ρ e que está num plano perpendicular ao fio, conforme ilustrado também na figura 1. A corrente que atravessa o círculo determinado por essa curva é simplesmente a corrente que passa pelo fio.

Pela simetria de rotação, se o campo magnético possuir uma componente radial, ela deve ser igual em todos os pontos da circunferência. Isso porém viola a inexistência de monopolos magnéticos, porque haveriam linhas de campos começando ou terminando no fio. Portanto, não há componente radial do campo. Também por essa simetria, as componentes tangencial e paralela ao fio são iguais em toda a circunferência. Como o fio é retilíneo, a componente paralela ao fio também deve ser nula, pois cada contribuição infinitesimal ao campo só tem componente azimutal (ϕ , veja equação 9). Assim, a integral de linha do campo

magnético é simplesmente o valor de sua componente tangencial multiplicado pelo comprimento da curva ($2\pi\rho$). Portanto:

$$2\pi\rho B_\varphi = \mu_0 I \quad [11]$$

Logo:

$$\vec{B}(\rho) = B_\varphi \hat{\varphi} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\varphi} \quad [12]$$

Que, como esperado, é o mesmo resultado obtido pela lei de Biot-Savart.

1.1b - Espira circular

Vamos considerar uma espira circular de raio a , e vamos calcular o campo magnético num ponto do eixo de simetria, a uma distância z do plano da espira. A figura 2 mostra essa situação.

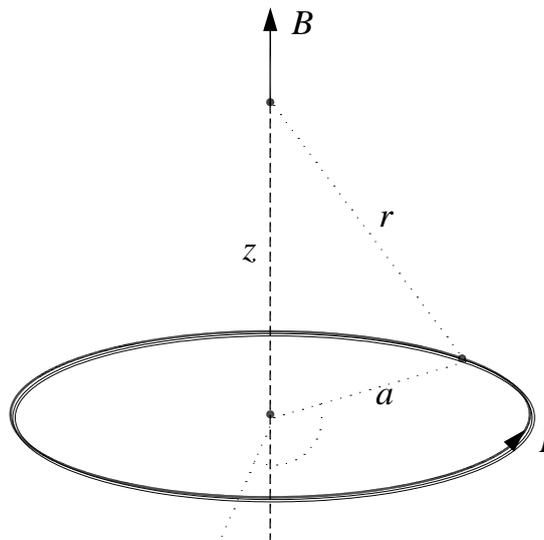


Figura 2 – Geometria para calcular o campo magnético de uma espira circular

O caminho de integração será expresso através da variável φ (das coordenadas cilíndricas), que varia de 0 a 2π na espira completa. O ponto onde ocorre a integração é dado por:

$$\vec{l} = a\hat{\varphi} \quad [13]$$

A diferencial do caminho de integração é:

$$d\vec{l} = a\hat{\varphi}d\varphi \quad [14]$$

O ponto onde o campo será calculado está no eixo z:

$$\vec{r}_0 = z\hat{z} \quad [15]$$

O vetor \vec{r} aponta do ponto onde está sendo feita a integração ao ponto fixo onde o campo está sendo calculado.

$$\vec{r} = \vec{r}_0 - \vec{l} = z\hat{z} - a\hat{\rho} \quad [16]$$

Esse vetor não é constante porque o versor $\hat{\rho}$ não é constante. Seu módulo, no entanto, é constante durante a integração (não depende de φ):

$$r = \|\vec{r}\| = \sqrt{z^2 + a^2} \quad [17]$$

Essa equação poderia ser obtida diretamente da figura 1. O numerador do integrando é:

$$d\vec{l} \times \hat{r} = (az\hat{\rho} + a^2\hat{z})d\varphi \quad [18]$$

Com essas definições, a integral da equação 3 não é difícil de ser realizada, e o resultado é:

$$\vec{B}(z) = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{(z^2 + a^2)^{3/2}} \hat{z} \quad [19]$$

Na equação acima, a corrente é positiva se, ao curvar os dedos da mão direita no sentido da corrente, o polegar aponta na direção do eixo z. Esse é o sentido mostrado na figura 1. Se ao invés de uma única espira tivermos uma bobina com várias espiras bastante compactas, de modo que podemos considerar que todas estão num mesmo plano (dito de outra maneira: a espessura da bobina é muito menor do que o raio), o resultado acima deve ser multiplicado pelo número de espiras. Isso é consequência do princípio de superposição.

1.1c - Par de bobinas na configuração de Helmholtz

Uma par de bobinas na configuração de Helmholtz consiste de duas espiras circulares idênticas paralelas tal que a distância entre elas seja igual ao seu raio. As correntes que atravessam cada uma são iguais e têm o mesmo sentido. A figura 3 mostra a configuração.

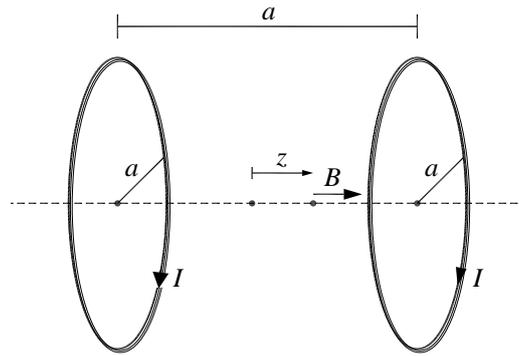


Figura 3 – Geometria para calcular o campo magnético de uma bobina de Helmholtz.

O campo magnético no eixo comum às duas espiras pode ser calculado pelo princípio da superposição: o campo resultante é simplesmente a soma dos campos gerados por cada espira. De acordo com a figura, estamos considerando que o eixo comum é o eixo z e que $z = 0$ corresponde ao ponto médio do centro das espiras (que portanto se localizam em $z = a/2$ e $z = -a/2$). Logo o campo magnético em uma posição z ao longo do eixo é:

$$\vec{B}(z) = \frac{\mu_0 I a^2}{2} \left(\frac{1}{((z - a/2)^2 + a^2)^{3/2}} + \frac{1}{((z + a/2)^2 + a^2)^{3/2}} \right) \hat{z} \quad [20]$$

A figura 4 mostra o campo magnético do par de bobinas de Helmholtz. A característica mais importante é que ele é praticamente constante na região entre as bobinas; suas derivadas até a ordem três são nulas no ponto médio ($z = 0$). Essa é uma forma fácil e prática de gerar um campo magnético constante numa região do espaço, e com amplo acesso a essa região. O valor aproximado do campo magnético entre as espiras é facilmente obtido considerando $z = 0$ na equação 20:

$$\vec{B}_{ap} = \frac{8}{5^{3/2}} \cdot \frac{\mu_0 I}{a} \hat{z} \approx 0,715 \cdot \frac{\mu_0 I}{a} \hat{z} \quad [21]$$

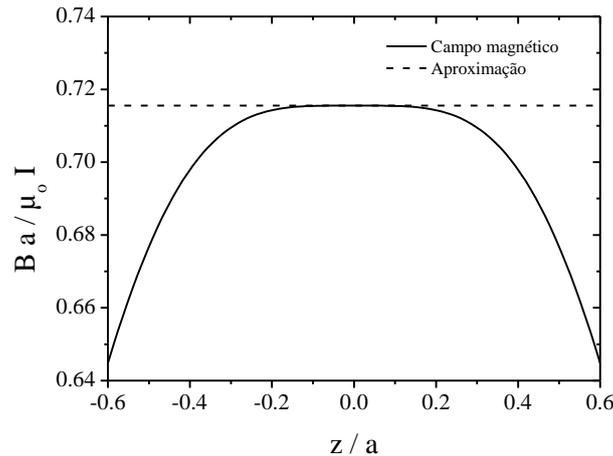


Figura 4 – Campo magnético (normalizado) gerado por uma bobina de Helmholtz. As bobinas estão localizadas em $z/a = \pm 0,5$.

1.1d - Par bobinas na configuração anti-Helmholtz

No par de bobinas na configuração de anti-Helmholtz, a configuração é a mesma da bobina de Helmholtz, mas uma das correntes é invertida, como mostrado na figura 5.

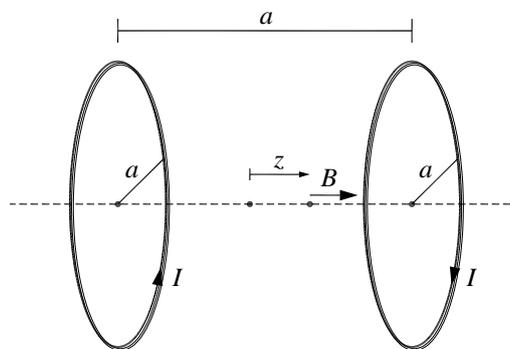


Figura 5 – Geometria para calcular o campo magnético de uma bobina anti-Helmholtz.

Seguindo as mesmas convenções usadas no par de Helmholtz, o campo magnético é:

$$\vec{B}(z) = \frac{\mu_0 I a^2}{2} \left(\frac{1}{((z - a/2)^2 + a^2)^{3/2}} - \frac{1}{((z + a/2)^2 + a^2)^{3/2}} \right) \hat{z} \quad [22]$$

O campo magnético do par anti-Helmholtz está mostrado na figura 6. A característica importante desse campo é que seu módulo varia aproximadamente de

forma linear ao longo do eixo. No ponto médio ($z = 0$), o campo é nulo, e a segunda derivada também, de modo que a aproximação usando uma função linear é muito boa. O resultado é:

$$\vec{B}_{ap}(z) = \frac{48}{5^{5/2}} \cdot \frac{\mu_0 I}{a^2} z \hat{z} \approx 0,859 \cdot \frac{\mu_0 I}{a^2} z \hat{z} \quad [23]$$

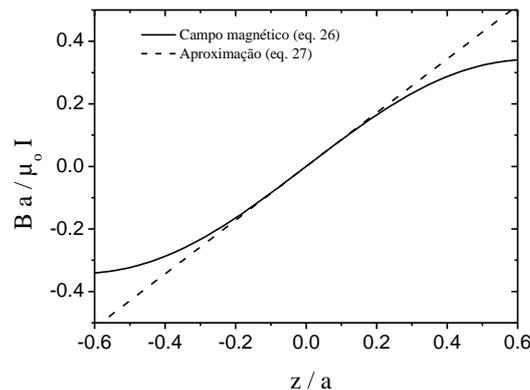


Figura 6 – Campo magnético (normalizado) gerado por uma bobina anti-Helmholtz. As bobinas estão localizadas em $z/a = \pm 0,5$.

1.1e - Solenoide

Um solenoide (ou bobina solenoidal) é uma bobina longa, caracterizada por três parâmetros: o raio das espiras R , o número de espiras N e o comprimento L . Por conveniência, podemos definir a densidade linear de espiras: $n = N/L$. A figura 7a mostra uma representação esquemática de um solenoide.

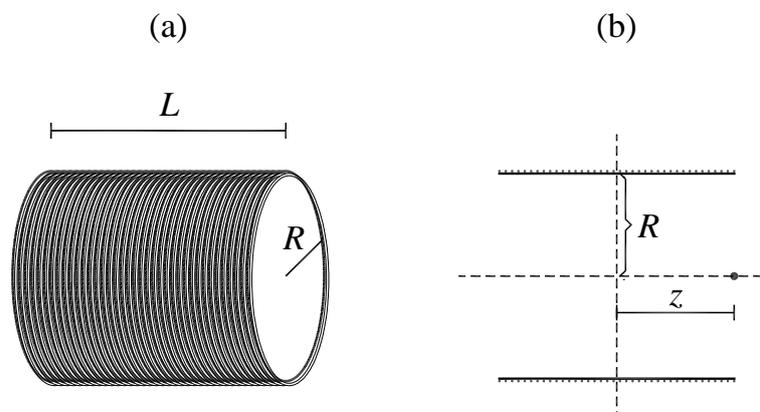


Figura 7 – Solenoide. (a) Vista em perspectiva. (b) Corte longitudinal.

O eixo do solenoide a ser considerado será o eixo z , e a origem será tomada no ponto médio do solenoide (como mostrado na figura 7b). Vamos considerar uma fatia do solenoide, na posição z' de espessura dz' . O número de espiras nessa fatia é $N' = N \cdot dz' / L = n \cdot dz'$. O campo magnético que ela exerce num ponto sobre o eixo de simetria do solenoide, de coordenada z , é dado por:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot n \cdot I}{2} \frac{R^2}{((z - z')^2 + R^2)^{3/2}} dz' \hat{z} \quad [24]$$

Para achar o campo total, basta integrar em z' de $-L/2$ a $+L/2$. O resultado é:

$$\vec{B}(z) = \frac{\mu_0 \cdot n \cdot I}{2} \left(\frac{z + L/2}{((z + L/2)^2 + R^2)^{1/2}} - \frac{z - L/2}{((z - L/2)^2 + R^2)^{1/2}} \right) \hat{z} \quad [25]$$

A figura 8 mostra esse campo, para dois valores do raio R das espiras em relação ao comprimento total L do solenoide. Uma aproximação comum é a do solenoide longo, no qual $L \gg R$. Nesse caso, o campo é constante na região interior (exceto quando muito próximo das bordas) e vale:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot n \cdot I \cdot \hat{z} \quad [26]$$

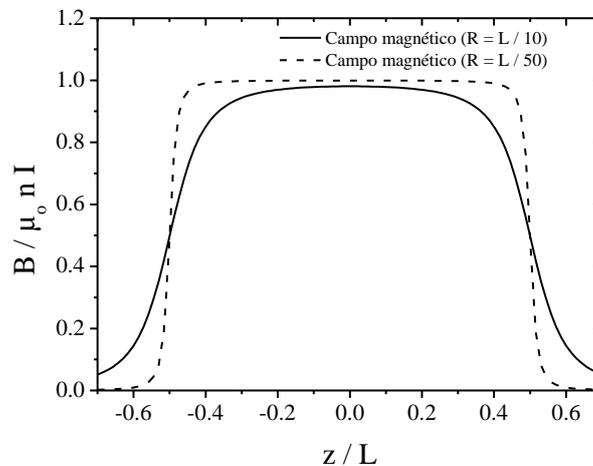


Figura 8 – campo magnético (normalizado) no interior de um solenoide, para dois valores de R / L . As extremidades do solenoide estão localizadas em $z / L = \pm 0,5$.

Da figura 8, vemos também que o campo na extremidade do solenoide é metade do seu valor no interior. Outra característica interessante é que quanto maior for a razão entre o comprimento e o raio do solenoide mais constante será o campo no seu interior. Isso vale não só para o campo ao longo do eixo z , mas nessa situação ele é uniforme em todo o interior do solenoide. A configuração de solenoide

é a forma mais eficiente de se produzir um campo magnético constante a partir de corrente elétrica sendo muito utilizada em várias aplicações. Por exemplo, na maioria dos tomógrafos de ressonância magnética utilizado para obtenção de imagens no interior do corpo, o campo magnético intenso e uniforme necessário ao exame é gerado por um solenoide (por isso a forma de tubular do equipamento).

As configurações aqui estudadas têm grande aplicação prática, pois são maneiras simples de produzir campos magnéticos constantes (bobina de Helmholtz, solenoide) ou com variação linear (bobina de anti-Helmholtz) e com intensidade que pode ser controlada.

1.2 - Efeito Hall

Atualmente, uma das maneiras mais práticas para se medir campo magnético faz uso do efeito Hall, observado por Edwin Hall, físico americano, em 1879.

Um condutor percorrido por corrente elétrica é constituído por cargas livres em movimento na direção da corrente (movimento médio com velocidade \vec{v}_m , superposto a um movimento aleatório). As cargas livres positivas se movem no sentido da corrente, e as negativas se movem no sentido oposto.

Na presença de um campo magnético perpendicular à direção da corrente, as cargas livres sentem uma força $\vec{F} = q\vec{v}_m \times \vec{B}$ e são desviadas em uma direção perpendicular às direções da corrente e do campo magnético. Vamos considerar que o condutor seja finito nessa direção, com largura w . Então, haverá acúmulo de cargas em um dos lados nessa direção e aparece uma diferença de potencial entre os dois lados do condutor.

A figura 9 mostra um condutor de largura w , percorrido por uma corrente I da esquerda para a direita, e um campo magnético entrando no plano do papel. A figura 9a mostra também uma carga livre negativa, que se move da direita para a esquerda e sofre uma força magnética para cima. Como resultado do deslocamento de cargas, depois de um certo tempo a parte de baixo da placa estará a um potencial mais elevado.

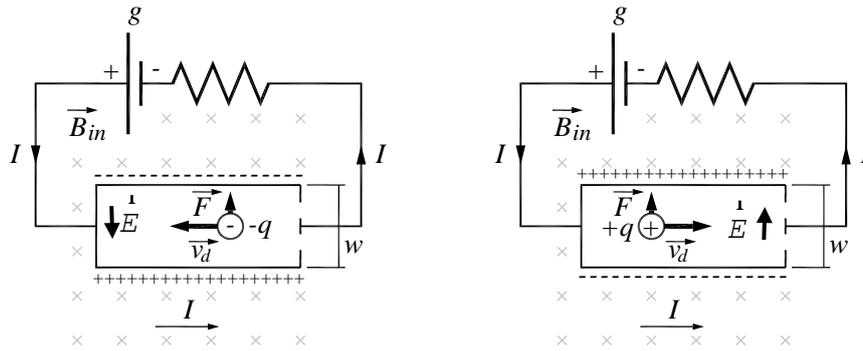


Figura 9 – Efeito Hall. (a) Cargas livres negativas. (b) Cargas livres positivas

Entretanto, se as cargas livres fossem positivas (como na figura 9b), elas se movimentariam da esquerda para a direita. Nesse caso, a carga do portador teria sinal contrário e a velocidade também, de modo que a força magnética continua a mesma. O resultado é que as cargas positivas iriam para cima, e a parte de *cima* ficaria a um potencial mais elevado.

Até aqui, todos os fenômenos sobre corrente elétrica se processavam do mesmo modo, não importando quem eram os portadores (cargas livres). Isso não ocorre com o efeito Hall: o resultado é *diferente* se os portadores têm carga positiva ou negativa. Historicamente, o efeito Hall foi a primeira prova de que a corrente elétrica nos metais é devido a cargas livres negativas (o elétron ainda não havia sido descoberto em 1879).

Para calcular a diferença de potencial entre a parte de cima e a parte de baixo do condutor, temos que lembrar que, na situação de equilíbrio, a força elétrica devido à distribuição de cargas (que é perpendicular a corrente) anula a força magnética:

$$|q\vec{E}| = |q\vec{v}_m \times \vec{B}| \quad [27]$$

Como a diferença de potencial entre as placas, chamada de *tensão Hall*, é simplesmente $V_H = |\vec{E}|w$ e o campo magnético é perpendicular a corrente, temos:

$$V_H = wv_m B \quad [28]$$

Num condutor de seção transversal A ($A = wh$), onde h é a espessura da placa condutora, há uma relação simples entre a corrente I e a velocidade média v_m dos portadores (ver prática sobre resistência e corrente elétrica), se for feita a hipótese

de que há apenas um tipo de portador (o que é verdade para os metais, mas não para soluções iônicas). Deste modo:

$$I = nqAv_m \quad [29]$$

Nessa equação, n é a densidade de portadores e q é a carga de cada um.

Logo:

$$V_H = \frac{1}{nq} \frac{w}{A} IB = IB / (nqh) \quad [30]$$

Vemos que o sinal de V_H depende do sinal de q . As grandezas w , h e I são macroscópicas e podem ser medidas de maneira independente. Portanto, aplicando-se um campo magnético conhecido e medindo a tensão Hall é, em princípio, possível calcular a densidade de cargas livres (nq) do material condutor, uma grandeza microscópica. No entanto, o interesse aqui é usar o efeito Hall para medida de campo magnético, ou seja, desejamos medir a tensão Hall V_H e, a partir dela, determinar o campo magnético que a gerou. Para isso precisaremos fazer uma calibração de modo a determinar a constante de proporcionalidade.

1.3 - Sonda Hall

De acordo com a equação 28, a voltagem é diretamente proporcional ao campo magnético. Esse é o princípio da *sonda Hall*, que é constituída de uma tira plana condutora e uma bateria, que estabelece uma corrente sobre essa tira. A diferença de potencial entre os lados da tira pode ser medida com um voltímetro comum. Um experimento de calibração da sonda Hall (usando campos magnéticos conhecidos) permite obter o coeficiente de proporcionalidade entre a voltagem lida e o campo magnético na direção perpendicular à tira. As sondas Hall modernas contêm um chip de material semicondutor, de alto grau de pureza (o semicondutor tem n menor, então a voltagem Hall é maior para um dado campo, em comparação com um condutor metálico).

O chip utilizado na sonda que utilizaremos na prática é o modelo CSA-1V da Sentron, cujo *data-sheet* está disponível em <http://www.sentron.ch/datasheets/CSA-1V.pdf>. As características do seu sensor de campo magnético são:

Characteristics of the Linear Magnetic Field Sensor ³⁴⁾

With $V_{SUP} = 5V$ and in the temperature range $-40^{\circ}C$ to $150^{\circ}C$, if not otherwise specified.

Symbol	Parameter	Min.	Typ.	Max.	Unit	Test Conditions
S	Magnetic Sensitivity ³⁾	270	280 ⁶⁾	290	V/T	$B = B_L$
$\Delta S/\Delta T$	Magn. Sensitivity Temperature Drift	-0.02		0.02	%/ $^{\circ}C$	$I_{OUT} = 0mA$ $T = -20^{\circ}C$ to $125^{\circ}C$
V_{off}	Offset Voltage ³⁾	-15	0	15	mV	$B = 0T$, $I_{OUT} = 0mA$, $T = 20^{\circ}C$
B_{off}	Equivalent Magnetic Offset ³⁾	-50	0	50	μT	$B = 0T$, $I_{OUT} = 0mA$ $T = -20^{\circ}C$ to $80^{\circ}C$
$\Delta V_{off}/\Delta T$	Offset Temperature Drift	-0.2	0	0.2	mV/ $^{\circ}C$	$B = 0T$, $I_{OUT} = 0mA$, $T = -20^{\circ}C$ to $125^{\circ}C$
B_{FS}	Full Scale Magnetic Field Range ⁵⁾	-7.5		7.5	mT	
B_L	Linear Magnetic Field Range	-5		5	mT	
NL	Non Linearity		0.1	0.2	%	$B = B_L$
			0.5	1		$B = B_{FS}$
ΔB_{noise}	Input referred magnetic noise spectrum density (RMS)			125	nT/ \sqrt{Hz}	$f = 10Hz$ to $10kHz$

Note 3: Ratiometric (proportional to V_{SUP})

Note 4: When the analog output pin A_OUT is used in differential mode (ie $V_{out} = A_OUT - CO_OUT$)

Note 5: Device saturates for $B > B_{FS}$ but is not damaged

Note 6: Specification correction: Was 300 ± 10 V/T. Now 280 ± 10 V/T. All parts manufactured to date, have been calibrated to 280 ± 10 V/T

Figura 10 – Especificações do sensor de campo magnético do chip CSA-1V

Esse chip fornece uma voltagem que é proporcional ao campo magnético na direção perpendicular a sua superfície. A razão entre a voltagem de saída e o campo magnético tem o valor típico de 280 V/T. O *offset* máximo na voltagem é de 15 mV, o que corresponde a um campo de 50 μT . A relação entre voltagem e campo se mantém linear para campos de até 5 mT, e a sonda se satura para campos magnéticos de 7,5 mT.

Na figura 11 está mostrada a aparência externa da sonda Hall que será utilizada no curso.

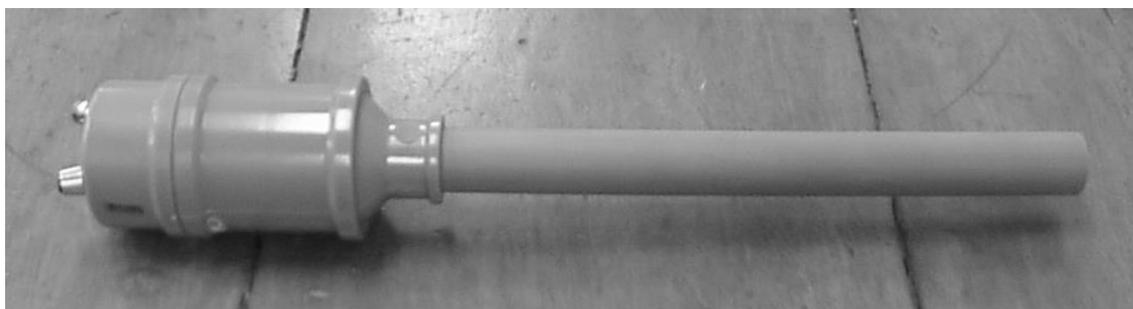


Figura 11 – Sonda Hall

A sonda possui um corpo longo em uma direção e o sensor Hall encontra-se localizado na extremidade. A direção de medida do campo neste sensor é ao longo do eixo da sonda. Para fazer as medidas, é preciso, além de ligar o botão de liga-

desliga, apertar o botão de acionamento. Isso existe para evitar que a bateria se descarregue muito rapidamente. A figura 12 mostra o conector BNC, que é a saída da sonda e deve ser ligado a um osciloscópio ou voltímetro, através de cabos apropriados, e o botão de acionamento, que deve ser apertado para fazer as medidas.



Figura 12 – Sonda Hall. À direita está o conector BNC, e à esquerda o botão de acionamento.

Em geral estamos interessados apenas no campo magnético gerado por uma configuração, e queremos desprezar o campo magnético da Terra e de outras fontes próximas. Então, temos que fazer uma medida preliminar, com a fonte de campo magnético que queremos medir desligada, para medir o *campo de fundo*, que deve ser subtraído da medida feita com a fonte ligada.

Para utilizar a sonda Hall na medida de campos magnéticos é necessário calibrá-la. Isso pode ser realizado usando uma fonte de campo magnético uniforme e conhecido. Este é o caso do campo magnético no centro de um solenoide, que pode ser calculado com boa precisão em função da corrente que o percorre e de suas dimensões geométricas usando a equação 25 (e fazendo $z = 0$).

II - Experimentos

Atenção: todas as medidas de corrente deverão ser realizadas com um amperímetro. Não utilize o indicador de corrente das fontes de tensão.

II.1 - Calibração da sonda Hall

➤ Conecte um solenoide longo de comprimento L e raio R em série com o amperímetro para medir a corrente. Alimente o conjunto com uma fonte de tensão (comece com 0 V e aumente lentamente a tensão até que a corrente seja de 0,25 A). Nunca deixe a corrente ultrapassar 3 A.

➤ Posicione a sonda Hall no centro do solenoide (como na figura 13) e meça a tensão nos terminais da sonda com um voltímetro. Meça também o campo de fundo, sem corrente no solenoide. A tensão Hall é a diferença entre esses valores.

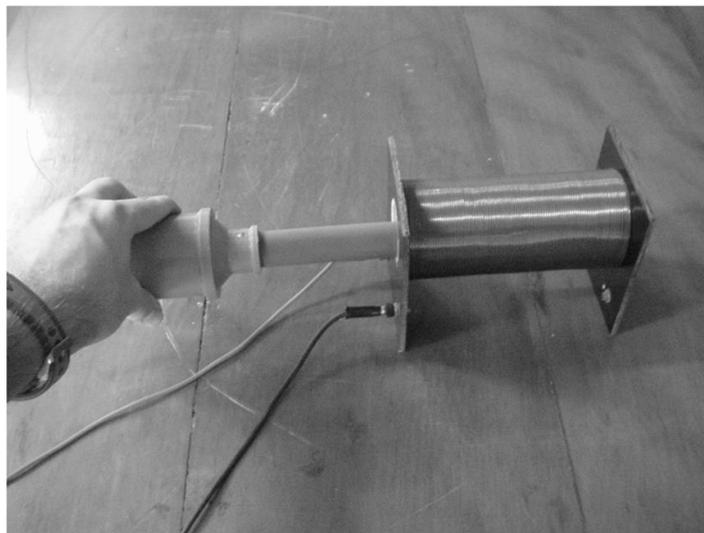


Figura 13 – Configuração para calibração da sonda Hall.

➤ Repita o item anterior, variando a corrente em passos de 0,25 A, até 2,5 A, anotando as respectivas leituras do voltímetro.

➤ Com os valores da corrente, do comprimento, diâmetro e número de voltas do solenoide, calcule o campo magnético no centro do mesmo (equação 25). Faça

um gráfico do campo magnético como função da tensão V nos terminais da sonda. Deste gráfico obtenha a curva de calibração da sonda Hall em Volts/Tesla.

Essa mesma sonda Hall será utilizada pelo seu grupo em práticas futuras, portanto identifique precisamente a sonda Hall que está utilizando.

Resultado das medidas de calibração da sonda Hall

Corrente (A)	Tensão Hall (mV)	Corrente (A)	Tensão Hall (mV)
Número de voltas do Solenoide = Comprimento = Diâmetro = Razão campo magnético / corrente = Fator de calibração =			

II.2 - Medida do campo magnético de um fio retilíneo

O fio retilíneo infinito será simulado, na prática, por uma bobina quadrada com N espiras ($N \cong 30$), como mostrado na figura 14.

➤ Inicialmente, ajuste a fonte para que a corrente na bobina seja aproximadamente 1A.

➤ Considere uma das arestas do quadrado como sendo um fio ao longo da direção z . Utilizando a sonda Hall, meça o campo magnético a meia altura do comprimento da aresta e na direção perpendicular a mesma (direção $\hat{\phi}$). Faça as medidas em função da distância radial r no lado de fora da bobina. Cuidado: r deve ser tomado como a distância o centro do sensor Hall (chip no interior da sonda) e o centro do conjunto de fios da bobina. Meça 10 valores, espaçados de 1 cm. Lembre-se sempre de descontar os campos de fundo.

➤ Em seguida, inverta a corrente da bobina, aumente-a para 2 A e repita o procedimento do item anterior.

➤ Faça um gráfico do campo magnético medido, em função de r , e o campo esperado (calculado utilizando a equação 10). Analise a concordância entre o resultado calculado e o experimental.



Figura 14 – Bobina quadrada utilizada no experimento de Lei de Ampère;

Resultado das medidas do campo magnético de um fio infinito (1)

r (cm)	Tensão Hall (V)	Campo magnético (T)
Corrente =		

Resultado das medidas do campo magnético de um fio infinito (2)

r (cm)	Tensão Hall (V)	Campo magnético (T)
Corrente =		

II.3 - Medida do campo magnético de uma bobina circular.

➤ Pegue uma das bobinas circulares disponíveis em sua bancada e meça as suas características (diâmetro, número de espiras).

➤ Coloque a sonda Hall no centro desta bobina (como na figura 15) e faça uma medida sem a aplicação de corrente. Nessa situação, a sonda estará medindo campos externos (campo da Terra, por exemplo) que deverão ser descontados dos valores medidos durante o experimento.

➤ Ajuste a corrente na fonte para 1 A e verifique se a leitura do voltímetro conectado a sonda está abaixo da tensão de saturação da mesma. Caso o sensor Hall esteja saturado reduza a corrente.

➤ Em seguida, meça o campo magnético, no eixo, em função de z . Meça 20 valores começando de $z = -20$ cm até $z = 20$ cm, espaçados de 2 cm. Como o campo local pode variar para diferentes valores de z , faça também uma medida de campo de fundo para cada posição.

➤ Inverta o sentido da corrente na bobina e observe o que acontece.

➤ Faça um gráfico do campo magnético medido e do campo esperado (calculado utilizando a equação 19). Analise a concordância entre o resultado calculado e o medido.

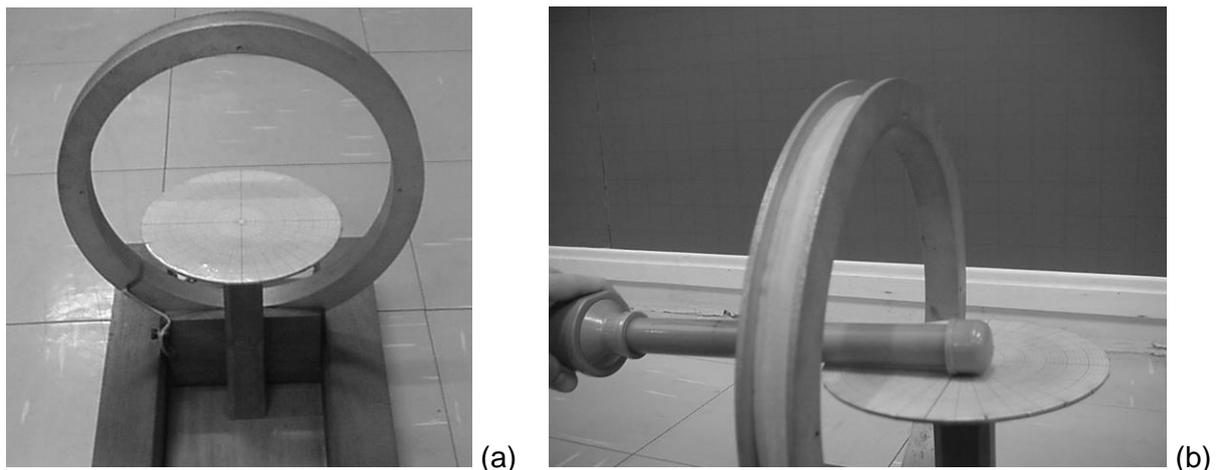


Figura 15 – (a) Bobina; (b) Medida do campo magnético gerado pela bobina usando uma sonda Hall.

